

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
УКРАЇНИ «КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Факультет електроніки

(повна назва інституту/факультету)

Кафедра мікроелектроніки

(повна назва кафедри)

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

_____ О.В. Борисов

“ _ ” _____ 2019 р.

Дипломна робота

на здобуття ступеня бакалавра

з напрямку підготовки

6.050801 Мікро-та наноелектроніка

(код і назва)

на тему: «Особливості фотопровідності напівпровідників у НВЧ діапазоні»

Виконав: студент 4 курсу, групи ДП-52

Грачов Дмитро Олександрович _____

Керівник д. ф-м. н. Королук Д. В. _____

Консультант з нормоконтролю проф., к.т.н., доц.. Орлов А.Т. _____

Консультант з інформаційних питань доц.. к.т.н., Діденко Ю.В. _____

Рецензент _____

Засвідчую, що у цій дипломній роботі немає
запозичень з праць інших авторів без відповідних
посилань.

Студент _____

Київ – 2019 року

РЕФЕРАТ

Дипломна робота викладена на 50 сторінках, вона містить 4 розділи, 10 ілюстрацій, 6 таблиць і 9 джерел в списку посилань.

Мета роботи – дослідити особливості фотопровідності різних напівпровідникових матеріалів.

У першому розділі розглянуті основні положення фотопровідності.

У другому розділі розглянені теоретичні аналізи моделей фотопровідності.

У третьому розділі описан вплив НВЧ діапазону на фотопровідність різних напівпровідникових матеріалів.

Ключові слова: фотопровідність, фоточутливість.

ABSTRACT

Thesis is presented on 50 pages, it contains 4 sections, 10 illustrations, 6 tables and 9 sources in the list of references.

The purpose of the work is to investigate the features of photoconductivity of various semiconductor materials.

The first section deals with the main provisions of photoconductivity.

The second section deals with theoretical analyzes of photoconductivity models.

The third section describes the effect of the microwave range on the photoconductivity of various semiconductor materials.

Key words: photoconductivity, photosensitivity.

Зміст

Вступ.....	6
1. Розділ 1. Загальні відомості фотопровідності.....	7
1.1 Фоточутливі матеріали.....	9
1.2 Основні положення фотопровідності у напівпровідниках.....	12
2 Розділ 2. Аналіз моделей.....	25
2.1 Аналіз простої моделі.....	25
3 Розділ 3. Вплив НВЧ на фотопровідність.....	39
3.1 НВЧ фотопровідність та фотодіелектричний ефект в тонких плівках...	39
4 Розділ 4. Практична частина.....	42
Висновки.....	49
Список використаної літератури.....	50

СКОРОЧЕННЯ, УМОВНІ ПОЗНАЧЕННЯ, ТЕРМІНИ

НВЧ- надвисокочастотне

Ge – германій

Si – германій

AsGa – арсенід галію

Вступ

Актуальність даної теми дипломної роботи полягає з великим розповсюдженням даних особливостей напівпровідників, таких як силіцій, германій, арсенідгалію та плюмбуму і їх властивостей зокрема фотопровідності і тим що дана тема дуже актуальна і широко використовується у світі зокрема таких країнах як Німеччина, Англія, Японія та багато інших. На даних властивостях базуються багато сучасних приладів та пристроїв мікроелектроніки що свідчить про великий попит та актуальність данної теми дипломної роботи. Саме тому базуючись на цих міркуваннях я провів дослідження цієї теми.

Ціль данної дипломної роботи полягає в тому щоб розкрити особливості поведінки напівпровідникових матеріалів під впливом світла у НВЧ діапазоні , проаналізувати їх зміни та поведінку в залежності від світлового потоку, розробити моделі провідності різних напівпровідникових матеріалів

Розділ 1. Загальні відомості фотопровідності

Хоча Віллоубі Сміт спостерігав реальний фотопровідний ефект в селені в 1873 році, незабаром з'явився фотоелемент селену залежав від фотопровідності в селен, не від збільшення електропровідності через поглинання світла, а від фотоефекту генерації напруги через поглинання світла. Перший такий селеновий фотоелемент був виготовлений Адамсом та Дей в 1876 році.

У 1879 р. Холл виявив, що різниця потенціалів розвинулася в матеріалі, що несе струм в присутності магнітного поля. Різниця потенціалів була перпендикулярна напрямку протікання струму. Цей ефект, тепер відомий як ефект Холла, був пізніше інтерпретований в умови відхилення вільних носіїв заряду в твердому тілі від магнітного поля. Ефект Холла уможливорює визначення знака (негативний електрон або позитивна дірка) і щільності (число на одиницю об'єму) носіїв заряду. Його використання дозволяє розділити електропровідність на дві частини: щільність носіїв і рухливість носіїв. У перші дні фотопровідності було неясно, чи була задіяна електронна або іонна провідність; ефект Холла використовувався в якості критерію участі електронів в фотопровідності. За допомогою ефекту Холла було також виявлено, що рухливість була приблизно характеристикою матеріалу і що ефект світла полягав у збільшенні щільності вільних носіїв. Це питання було знову відкрито в останні роки в зв'язку з механізмом фотопровідності в шарах типу сульфідів свинцю, тут ефект Холла і його інтерпретація широко використовуються для розрізнення фотоіндукованого збільшення щільності носіїв і фотоіндукованого збільшення рухливості носіїв.

Дослідження процесу фотопровідності, проведене Гудденом і Полем і їх сучасниками в 1920-х роках, головним чином з використанням сульфідів цинку, алмазу і лужних галогенідів, встановило першу систематичну обробку ефекту. На додаток до розробки їх інтерпретації фотопровідності, яка буде

коротко розглянута в наступному розділі цієї глави, вони виявили багато основні експериментальні факти, що стосуються процесу. Вони показали, що поглинання світла, збудження люмінесценції світлом і збудження фотопровідності світлом мають однакову залежність від довжини хвилі світла для даного матеріалу. Таким чином, вони показали, що фотопровідність і люмінесценція часто були паралельними процесами в твердих тілах. Вони вивчили вплив домішок на спектр відгуку фотопровідності в ZnS, виявивши, що присутність домішок розширює область фоточутливості до більш довгих хвиль. Вони спостерігали, що діелектрична проникність матеріалу збільшувалася при освітленні, що вони спочатку інтерпретували в термінах поляризації «набряклого» порушеної центру свічення. Вони виявили, що введення деяких домішок, таких як Fe, в ZnS може знизити фоточутливість матеріалу. Вони показали, що заряд, що зберігається в кристалі після порушення, може вивільнятися або під впливом тепла, або під впливом інфрачервоного випромінювання, що викликає стимуляцію як провідності, так і люмінесценції. Першорядне значення для майбутньої інтерпретації цього явища, вони встановили квантову природу процесу фотопровідності, показавши, що для первинних фотострумів один електричний заряд проходить між електродами для кожного поглиненого світлового фотона.

Два нових фотоефекту були виявлені на початку 1930-х років. У 1931 році Дембера повідомив, що різниця потенціалів була розроблена в оксиді міді в напрямку світла для сильно поглиненого світла. Така різниця потенціалів може бути встановлена в неоднорідне порушених матеріалах через нерівні коефіцієнтів дифузії електронів і дірок, що вивільняються світлом, як вказав Френкель в 1935 році. Цей фотоефект став відомий як кристалічний фотоефект і незабаром був виявлений також в алмазі і сульфіді цинку. У 1934 році Кикоин і Носков повідомили, що різниця потенціалів була розроблена в оксиді міді в напрямку під прямим кутом як до напрямку сильно поглиненого

світла, так і до напрямку магнітного поля, прикладеного під прямим кутом до напрямку світла. Цей ефект також залежить від руху як електронів, так і дірок; він став відомий як фотомагнітоелектричний або РМЕ-ефект і виявився дуже корисним в сучасних дослідженнях напівпровідників. Ці два фотоефекту підкреслювали важливість обліку як електронів, так і дірок при розгляді впливу світла на тверді тіла.

Таким чином, до середини 1930-х років були відкриті практично всі основні фотоефекти: фотопровідність, бар'єрний фотоелектричний ефект, Фотодіелектричний ефект, електронно-діркова дифузія.

1.1 Фоточутливі матеріали

Данні дослідження в області фотопровідності були зосереджені в основному на селені. Повна бібліографія ранніх робіт по селену між 1907 і 1927 рр. Була опублікована в 1927 р Пірсола. Ця бібліографія включає близько 24 робіт, опублікованих Ф. С. Брауном і його співробітниками, які спочатку вважали, що фотопровідність є результатом аллотропної модифікації селену світлом. Рух електронів усередині ізолятора було визначено вперше показано в алмазі Гудденом і Полем в 1920, і до 1927 року було розумно встановлено, що фотопровідність в селен обумовлена вивільненням електронів усередині кристала. ,

У 1916 році Пфунд оголосив, що відкрив фотопровідність в оксиді міді. Кілька років по тому, в 1920 році, Кейс розкрив ще один новий світлочутливий матеріал: талловий сульфід. Однак необхідно було готувати фотоелементи таллового сульфиду особливим чином, включаючи стадію окислення. Таким чином, важливість кисневої активації, яка зіграла таку важливу роль у виробництві більш чутливих фотопровідників, була визнана на ранній стадії. Хоча було виявлено, що інші матеріали є фотопровідними, ці три матеріали - селен, оксид міді і сульфід сульфату - були основними складовими комерційних фотоелементів до 1940 року. Розробка

фотоелемента з оксиду міді була описана Грондаль і Гейгером, і такий розвиток фотоелемента селену було описано Ланге.

У 1917 році Кейс досліджував близько 162 зразків мінералів і додав до світлочутливим матеріалами, відомим на той момент (селен, оксид міді і сульфід сурми) шість нових світлочутливих матеріалів: сульфід вісмуту, сульфід молібдену, сульфід срібла, сульфід свинцю, срібло йодид і оксид срібла, а також більш складні мінерали з більш ніж двома складовими.

Велика частина раннього пошуку фотопровідних матеріалів була проведена на таких доступних зразках мінералів. Фотопровідність сульфиду ртуті була описана Х. Роузом в 1921 р, а фотоелектричний ефект при контакті сульфиду срібла з міддю - Шелдоном і Гейгером в 1922 р.

Робота Гудді і Поля в 1920-х роках додала сульфід цинку, сульфід кадмію, алмаз і нітрати лужних металів до списку світлочутливих матеріалів, які були ретельно досліджені. Було також відзначено, що збільшення провідності в багатьох з цих матеріалів може бути викликано не тільки поглинутим світлом, але і іншим іонізуючим випромінюванням, таким як високошвидкісні електрони або рентгенівські промені.

У 1923 році Гудден і Пол провели велике дослідження матеріалів, намагаючись знайти кореляцію між хімічною природою матеріалу і наявністю світлочутливості. Вони досліджували нітрати, сульфати, карбонати, фториди, хлориди, броміди, йодиди, оксиди і сульфіді ряду катіонів, які вони розділили на дві категорії, в залежності від того, чи мала електронна структура катіона благородний Конфігурація катіонів без такої конфігурації є $Pb + 2$, $Tl +$, $Hg + 2$, $Cd + 2$, $Ag +$, $Zn + 2$ і $Cu +$. Було виявлено, що з'єднання цих катіонів володіють світлочутливістю, за винятком нітратів і сульфатів; фториди не були перевірені. Однак із з'єднань, утворених катіонами з електронною конфігурацією благородного газу ($Ba + 2$, $Sr + 2$, $Ca + 2$, $Mg + 2$, $K +$, $Na +$), виявлені тільки сульфіді барію, стронцію і кальцію.

Найчутливіші фотопровідники сьогодні мають катіони без електронної конфігурації благородного газу.

У 1936 році Бергманн і Ханслер повідомили про інше великому дослідженні світлочутливих матеріалів. Використовуючи ефект Дембера, вони отримали довжину хвилі для максимального відгуку, відносну чутливість і тип провідності (незалежно від того, переноситься струм головним чином електронами або отвори) для більш ніж 20 сполук, що складаються в основному з йодидів, оксидів, сульфідів і селенидов міді, срібла, кадмію, ртуті, талію, свинцю, сурми, вісмуту і молібдену.

Детальний кількісний дослідження механізму фотопровідності було важким, використовуючи тільки порошки з різними контактними ефектами або природні мінерали з невизначеним складом і домішками. Потреба в монокристалах була очевидна, але методи, необхідні для синтезу монокристалів більшості матеріалів, ще не були розроблені. Деякі знайранішими матеріалами, що задовольняють цю потребу в монокристалічних зразках, були галогеніди лужних металів. Саме вивчення цих кристалів призвело до першого дослідження властивостей і природи недосконалостей кристалів в твердих тілах. Було виявлено, що кристали, нагріті в парах катіона металу, утворюють нові смуги поглинання через утворення «центрів забарвлення». Німецьке слово для них - «Farbzentren», з якого вони стали відомі як F-центри. Сьогодні ми знаємо, що F-центр - це місце в кристалі, де аніон відсутня в своєму звичайному положенні і де електрон захоплений. Поглинання світла електронами, захопленими такими аніонними вакансіями, характеризується Однозонна спектром поглинання. Максимум цієї смуги зазвичай лежить при меншій енергії фотонів для збільшення атомної ваги катіона; наприклад, максимум зсувається від 3,2 еВ для LiCl до 2,0 еВ для CsCl. Вивчення цих F-центрів показало, що поглинання світла в F-центрі руйнує поглинання F-центрів, викликає фотопровідність і створює F'-центри (імовірно, аніонні вакансії з двома захопленими

електронами), які стабільні тільки при низьких температурах. Результати, аналогічні результатам, знайденим для аніонних вакансій, можна отримати шляхом нагрівання лужногалоїдних кристалів в надлишку галогену з утворенням катіонних вакансій. Важливість кристалічних дефектів, таких як вакансії, у визначенні характеристик фотопровідності матеріалу в останні роки стає все більш очевидною.

Наведене вище коротке резюме показує, що число відомих фотопровідників було швидко збільшено, але що значного прогресу в поліпшенні світлочутливості не було зроблено. Цей факт може бути підкреслять наступними двома прикладами: (1) Комерційні фотоелементи, які містять матеріали, відмінні від селену, є продуктом самих останніх років; (2) хоча чутливість багатьох матеріалів, таких як талловим сульфід і ульфід вісмуту, поширювалася в інфрачервоному діапазоні.

1.2 Основні положення фотопровідності у напівпровідниках

Багато з найбільш цікавих випадків фотопровідності, пов'язаних з прямим порушенням центрів недосконалості, відбуваються в напівпровідниках, таких як Ge або Si. Деякі домішки в цих матеріалах, як ми обговоримо в наступному розділі, мають енергії іонізації, відповідні оптичному порушення в діапазоні інфрачервоного випромінювання, що представляє практичний інтерес для інфрачервоного виявлення. Тому тепер ми розглянемо просте теоретичне уявлення ефектів фотопровідності, які слід очікувати в таких матеріалах. Перша частина обробки справедлива для будь-якої недосконалої фотопровідності, але пізніше припущення, що швидкість фотоіонізації набагато менше, ніж швидкість термічної іонізації, обмежує подальше кількісне обговорення тільки напівпровідниками.

Розглянемо напівпровідник n-типу з N_D донорами і акцепторами N_A . Для спостереження фотопровідності вимірювання повинні проводитися при досить низькій температурі, щоб донорні центри були практично всі зайняті,

за винятком тих, які були компенсовані акцепторними центрами. У цих умовах розумними припущеннями є те, що $n \ll n_D$, де n_D - щільність неіонізованих донорів, і що $n \ll N_D - n_D = N_A$.

У ситуації темної рівноваги швидкість термічної іонізації донорів дорівнює швидкості рекомбінації вільних електронів з іонізованими донорами,

$$An_D = n(N_D - n_D)vS \quad (1)$$

де A – ймовірність теплової іонізації, $A = \frac{1}{2}N_c S_v \exp(-E_D / kT)$ і S – перетини рекомбінації. При наявності постійного монохроматичного збудження в спектральній області недосконалого поглинання співвідношення темної рівноваги змінюється на наступне стаціонарне співвідношення,

$$An'_D + f = n'(N_D - n'_D)vS \quad (2)$$

де прості числа вказують щільності при освітленні, а швидкість оптичного збудження на глибині x в кристалі $f(x)$ може бути представлена наступним виразом,

$$f(x) = n_0(\lambda) J_0(\lambda) \alpha(\lambda) e^{-\alpha(\lambda)x} \quad (3)$$

де $n_0(\lambda)$ - кількість носіїв, що генеруються на одиницю енергії поглиненого випромінювання, $J_0(\lambda)$ - щільність потоку падаючого випромінювання з довжиною хвилі λ , та $\alpha(\lambda)$ - постійна поглинання, пропорційна n_D . Зміна щільності вільних носіїв може бути виражено як

$$\Delta n = n' - n = n \left[1 + \frac{n_0(\lambda) J_0(\lambda) \alpha(\lambda) e^{-\alpha(\lambda)x}}{n(N_D - n_D)vS} \right]^{\frac{1}{2}} - n \quad (4a)$$

Тепер, якщо ми припустимо, що другий доданок в дужках, що представляє відношення швидкості фотоіонізації до швидкості термічної іонізації, набагато менше одиниці, ми можемо отримати такий вираз для зміни провідності ΔG напівпровідника, викликаного освітленням, шляхом інтегрування по товщині d шляху випромінювання,

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{n_0(\lambda) I_0(\lambda)}{n(N_D - n_D)vS} \frac{1 - e^{-\alpha(\lambda)d}}{d} \quad (4б)$$

або, оскільки час життя електронів $\tau = [(N_D - n_D)vS]^{-1}$,

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{n_0(\lambda) I_0(\lambda)}{n} \frac{1 - e^{-\alpha(\lambda)d}}{d} \tau \quad (5)$$

Подальше спрощення можливо, коли поглинається тільки невелика частина падаючого випромінювання $\alpha(\lambda)d \ll 1$,

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{n_0(\lambda) I_0(\lambda)}{n(N_D - n_D)vS} \alpha(\lambda) \quad (6)$$

Це рівняння просто має вигляд $\Delta n = f_T$.

Записавши $\alpha(\lambda) = S(\lambda) n_D$ і отримавши вираз для $n(N_D - n_D) / n_D$ з рівняння (1) в термінах E_D виходить таке основне рівняння:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{2n_0(\lambda) I_0(\lambda) s(\lambda)}{vSN_c \exp(-E_D/kT)} \quad (7)$$

Температурна залежність

Фотопровідності $\Delta G / G$ дуже залежить від температури, експоненціально збільшуючись при зниженні температури. Зверніть увагу, що ми зробили відхилення від нашої звичайної практики в цьому випадку недосконалості фотопровідності в напівпровідниках, розглядаючи фотоотклик як $\Delta G / G$ замість пропорційного тільки ΔG . Сам ΔG приблизно постійний.

Фонове випромінювання

При досить низьких температурах слід враховувати порушення фоновим (тепловим) випромінюванням. Це діє, щоб зменшити $\Delta G / G$. Для цього випадку рівняння (1) необхідно переписати так, щоб він містив термін фонового випромінювання

$$(A_T + A_B)n_D = n(N_D - n_D)kS \quad (8)$$

де ми додали індекс Т до колишнього терміну А, щоб вказати, що він пов'язаний з тепловим збудженням, і додали аналогічний термін А_В, пов'язаний з оптичним збудженням фоновим випромінюванням. фотовідповідь в присутності фонового випромінювання дається

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{n_0(\lambda) I_0(\lambda) \alpha(\lambda)}{(A_T + A_B)n_D} \quad (9)$$

Якщо $A_B \gg A_T$, фотовідповідь не залежить від температури. І ΔG , і G стають по суті постійними. Посилення в фотовідповідь, отриманому шляхом зниження температури, як зазначено у формулі. (7), припиняється при тій температурі, при якій A_B стає більше, ніж A_T . На практиці ця умова встановлює нижню межу температури, для якої можна домогтися поліпшення фотовідповіді. Верхня межа температури, при якій можна використовувати дану недосконалу фотопровідність, визначається енергією іонізації задіяних центрів недосконалості і, отже, бажаним спектральним відгуком.

Ефекти фонового випромінювання від навколишнього середовища при більш високих температурах, ніж сам фотопровідник, набули значного дослідження в зв'язку з визначенням граничної чутливості фотопровідників типу PbS. Спочатку цей ефект був помилково прийнятий за аномальне збільшення темної провідності при низьких температурах, але пізніше розуміння

поведінки принесло підвищену чутливість при охолодженні навколишнього середовища.

Конкуруючі процеси

Випромінювання, яке використовується для збудження недосконалої фотопровідності, може також поглинатися іншими процесами, такими як порушення мод кристала.

Вібрації, які не сприяють фотоіонізації центрів недосконалості. Якщо фотоіонізуюче поглинання відповідає константі поглинання α , і якщо константа поглинання для всіх інших процесів дорівнює α' , то фотовідповідь дається виразом

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{n_0 I_0}{n(N_D - n_D) v S} \frac{\alpha}{\alpha + \alpha'} \frac{1 - \exp [-(\alpha + \alpha')d]}{d} \quad (10)$$

Якщо αd і $\alpha' d$ набагато менше одиниці, рівняння (10) зводиться до формули. (6). Якщо $\alpha' d$ велике, а αd мало, фотовідповідь зменшується в $1 / \alpha' d$ через присутність конкуруючих процесів; якщо αd , і $\alpha' d$ великі, фотовідповідь зменшується на коефіцієнта- $(\alpha + \alpha')$.

Некомпенсовані дрібні рівні

Наявність некомпенсованих рівнів, що лежать ближче до зони провідності, ніж рівні недосконалості, пов'язані з фотопровідністю, також встановлює нижню межу температури, при якому подальше зниження температури викликає помітне збільшення фотовідповіді.

Види оптичного поглинання

Оптичне поглинання в твердих тілах відбувається в результаті будь-якого з наступних п'яти основних процесів: (1) порушення коливань

кристала, (2) освіту екситонів, (3) збудження вільних електронів і дірок в дозволених зонах, (4) збудження вільних електронів і дірки від однієї зони до іншої того ж типу і (5) збудження електронів через проміжок від валентної зони до зони провідності.

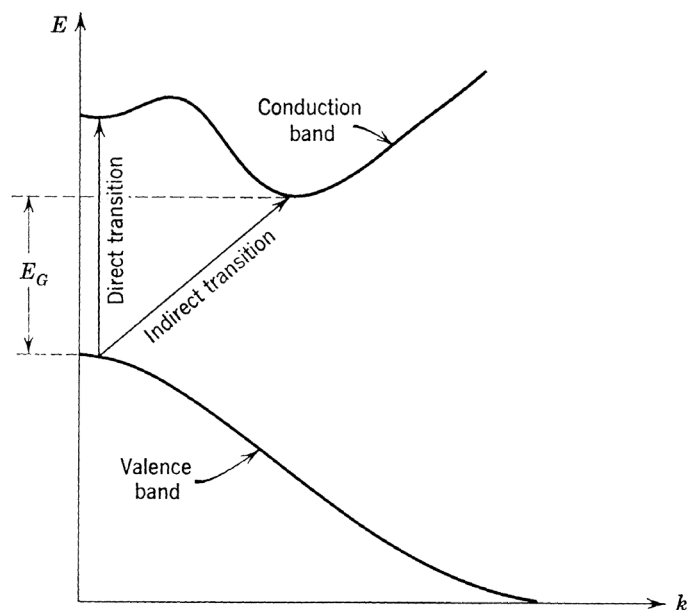
З усіх перерахованих процесів поглинання тільки останній, пов'язаний з порушенням електронів через заборонену щілину, безпосередньо призводить до фотопровідності.

Порушення через розрив

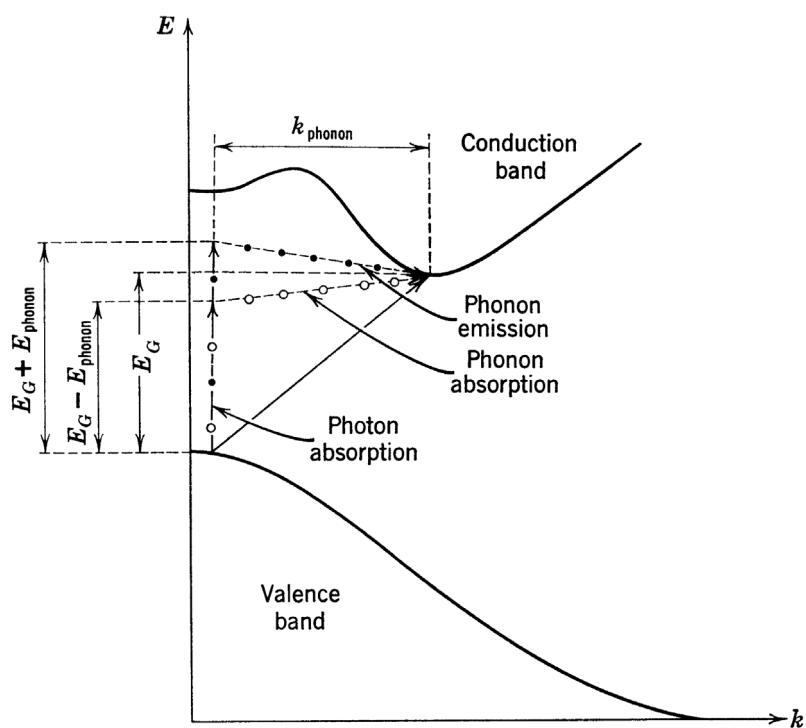
Ми вивели правило вибору для дозволеного переходу: $k = 0$, тобто перехід, позначений вертикальною лінією на графіку E проти k . Такі вертикальні переходи (також звані прямими переходами) є єдиними важливими переходами, коли як екстремуми провідності, так і екстремуми валентної зони знаходяться на одному і тому ж значенні k . Однак в Ge і Si і, ймовірно, в багатьох інших матеріалах мінімум зони провідності має місце при різних значеннях до від максимуму валентної зони. У таких ситуаціях існує не тільки можливість прямих переходів ($\Delta k = 0$), а й непрямих переходів ($\Delta k \neq 0$), як показано на мал. 1. Непрямі переходи включають або поглинання як фотона і фонона, або поглинання фотона і випромінювання фонона. Умови для непрямих переходів, як показано на мал. 2, можуть бути узагальнені наступним чином. Для збереження імпульсу,

$$k_{ph} = k_f - k_i \quad (11)$$

де k_{ph} - вектор для фонона, а k_f та k_i - вектори для k



Мал. 1 Прямі та непрямі переходи між зонами валентності та провідності з екстремумами при різних значеннях k



Мал. 2 Непрямі переходи між провідністю і валентними смугами з екстремумами при різних значеннях k . Можливі два процеси, один з яких полягає в поглинанні фотона і фонона, а інший - в поглинанні фотона і випромінюванні фонона.

Поглинання вільних носіїв

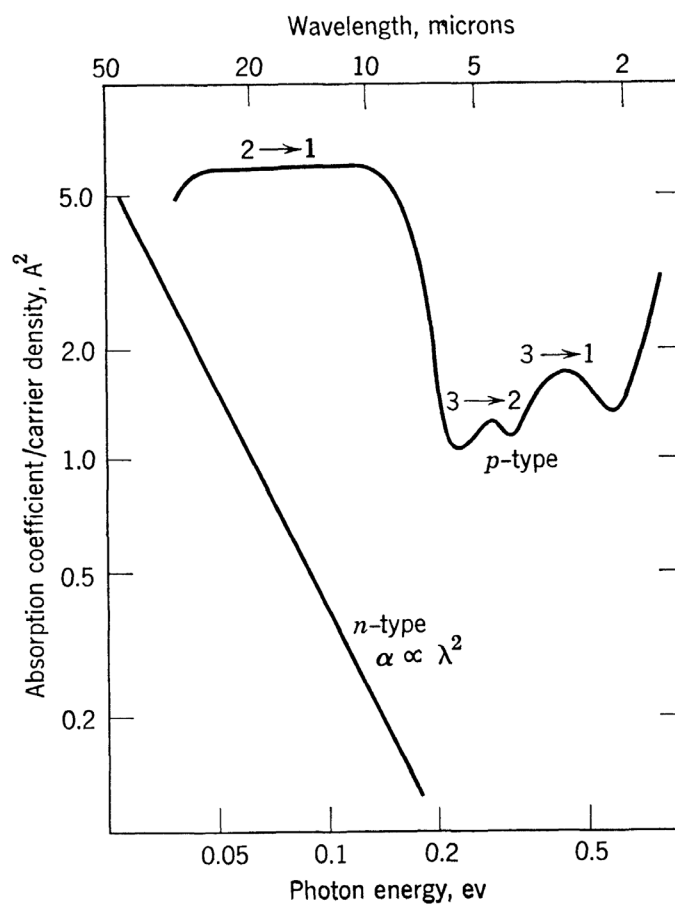
Для сферично-симетричних поверхонь рівних енергій поглинання вільними носіями може бути виражено приблизно рівнянням Друде-Зинера:

$$\alpha = \frac{4\pi}{rc} \frac{ne^2 t_r}{m^*(1 + \omega^2 t_r^2)} \quad (12)$$

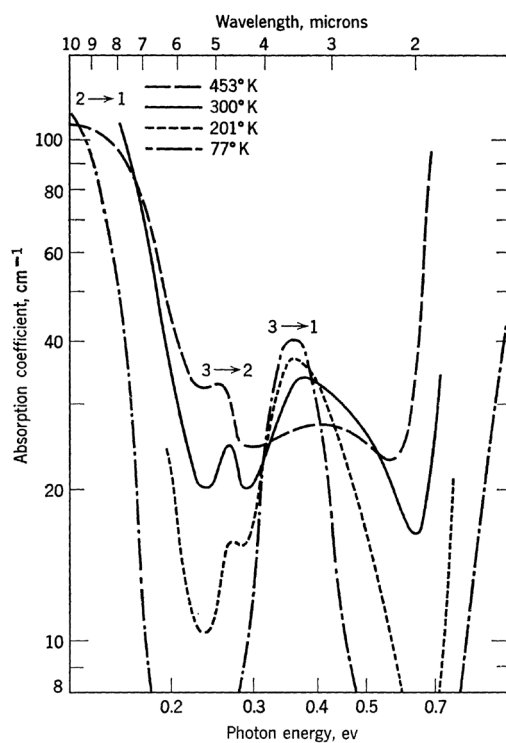
де $\omega = 2\pi\nu$ - кутова частота випромінювання, r - показник заломлення, m^* - ефективна маса, n - концентрація носіїв, а t_r - середній час релаксації носіїв.

Використовуючи середню ефективну масу $\langle m^* \rangle_{\text{avg}}$ для матеріалів з несферичних поверхнями рівній енергії, ми отримуємо

рівняння.
$$\alpha = \frac{ne^3}{rc\pi \langle m^* \rangle_{\text{avg}}^2 \nu^2 \mu}$$
 в умовах, коли $\omega^2 t_r^2 \gg 1$. З цього рівняння ми можемо спостерігати основні характеристики поглинання вільних носіїв: (1) коефіцієнт поглинання прямо пропорційний щільності носіїв, і (2) Коефіцієнт поглинання пропорційний квадрату довжини хвилі. Крива для Ge n-типу на мал. 3 показує типовий графік поглинання через вільних носіїв.



Мал. 3 Поглинання вільних носіїв в *n*-типі і в *p*-типі Ge.



Мал. 4 Температурна залежність поглинання вільних дірок в *p*-типу.

Зовсім інший спектр поглинання через вільні дірки, проте знайдено в р-типі Ge; типова крива, як показано на мал.3, показує два досить різких максимуму поглинання при 3,4 і 4,7 мікрон і третій широкий максимум, починаючи приблизно з 10 мікрон. Було встановлено, що це дійсно поглинання з вільними отворами, показавши, що коефіцієнт поглинання пропорційна щільності вільних дірок і не пропорційна щільності акцепторних домішок. Температурна залежність цього поглинання, особливо двох короткохвильових смуг, показана на мал.4. При зниженні температури поглинання в 10-микронном діапазоні відносно не змінюється, поглинання в 3,4-микронном діапазоні злегка збільшується, а максимум злегка зміщується в бік більш низьких енергій, поглинання в 4,7-микронном діапазоні швидко зменшується і відсутня при 77 ° K і нижче. Поглинання інтерпретується як обумовлене переходами вільних дірок між трьома валентними зонами Ge. Якщо смуги пронумеровані, смуга 3,4 мікрона відповідає порушенню електрона зі смуги 3 в смугу 1 (або порушення дірки зі смуги 1 в смугу 3), то 4,7- мікрон смуга відповідає електронного порушення від смуги 3 до смуги 2, а 10 мікронна смуга відповідає електронного порушення від смуги 2 до смуги 1. Коли температура знижується, більшість вільних дірок розташовані в смугі 1 і менше і менше в групі 2; таким чином, температурна залежність поглинання слід природним чином.

Багаторазова структура валентної зони InSb, показана на мал.4, також повинна приводити до переходів вільних дірок між різними валентними зонами. Стерн повідомив про смугу поглинання при 0,18 eV в InSb р-типу, яку він приписав переходам між смугами легких і важких дірок. Аналогічні переходи поглинання були виявлені і в Si, InAs і GaAs. Спін-орбітальна розщеплення становило 0,05 eV в Si і 0,34 eV в GaAs.

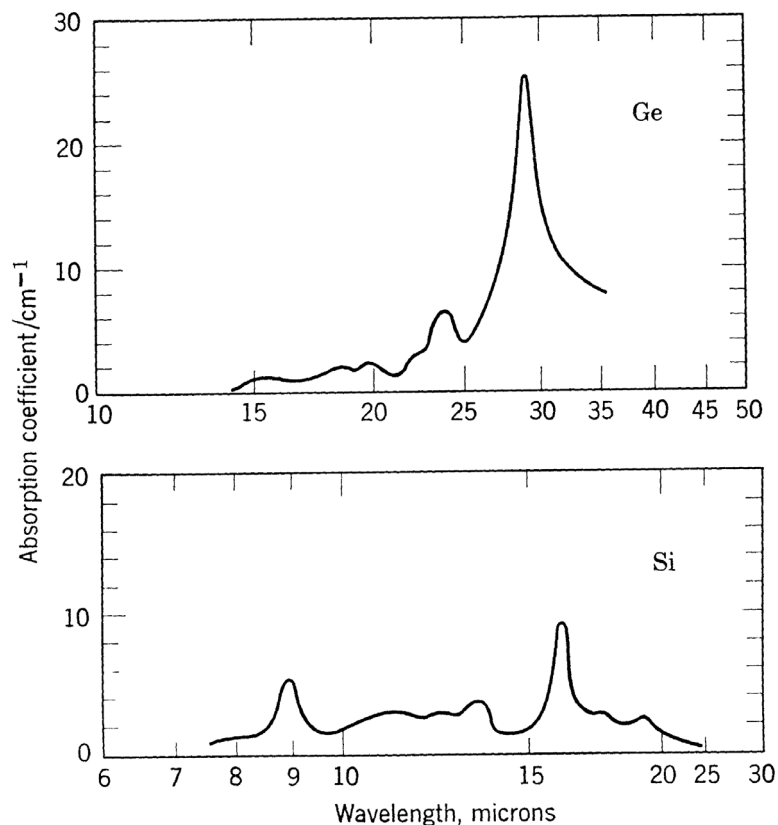
Гібсон запропонував «легкий тріод», який використовує поглинання вільних носіїв в Ge. Ін'єкція неосновних носіїв виявляється збільшенням інфрачервоного поглинання завдяки вільним носіям. Власне оптичне

збудження з $\lambda < 1,8$ мкм може бути використано в якості «випромінювача», а поглинання світла вільними носіями при $\lambda > 1,8$ мкм може бути використано в якості «колектора».

Збудження коливань кристала

У тому ж діапазоні, в якому знаходиться поглинання вільних носіїв, також часто зустрічаються вузькі смуги поглинання через порушення коливань кристала. Наприклад, криві на мал.3 були скориговані з урахуванням такого додаткового поглинання. Загалом, спектри поглинання, пов'язані з коливаннями кристала, складаються з безлічі піків, які в більшості випадків ще не ототожнені з конкретними фундаментальними процесами. Типові спектри для Ge і Si показані на мал.5.

Дослідження поглинання в InSb показують сильне поглинання кристалічних коливань, що накладаються на поглинання вільних носіїв. Поглинання коливань кристала відбувається при 54,6 мікрон, з поглинанням обертонів при 28,3 мікрон. В областях спектра, далеких від впливу цих поглинань кристалів, поглинання слід змінити, очікуваному для поглинання вільних носіїв, як показано пунктирною кривою, яка показана для позначення теоретичного поглинання вільних носіїв.



Мал. 5 Кристально-вібраційні спектри поглинання для Ge і Si.

Теоретичні точки зору по фотопровідності

Беручи доречність зонної моделі твердих тіл, можна стверджувати, що теоретичне вирішення багатьох проблем, пов'язаних з описом фотопровідності, є досить простою справою, що вимагає тільки рішення рівнянь, які можна записати майже відразу. Однак, як і в багатьох інших теоретичних завданнях, складність полягає лише в маніпулюванні цими рівняннями для отримання корисного відповіді. Рівняння, необхідні для опису загальної моделі фотопровідності з декількома різними типами донорів, пасток, центрів рекомбінації і акцепторів, настільки складні, що неможливо отримати спільне рішення в легко інтерпретується формі. Тоді є дві основні альтернативи: (1) шукати точне рішення математичних рівнянь, достатніх для опису дуже простих моделей, що мають лише часткове відношення до фактичних матеріалів, або (2) розробити феноменологічну

картину явища в цілому, яка призводить до якісних висновків, деякі з яких можна перевірити за допомогою досить простих напівкількісних розрахунків. Щоб теоретичне розуміння фотопровідності могла продовжувати рости, обидві альтернативи повинні бути повністю використані.

У цьому розділі ми детально розглянемо два обчислення, засновані на простих моделях, а також більш загальний погляд на фотопровідність, який виявився корисним при описі ряду явно складних явищ. Ми також розглянемо спеціальну проблему механізму фотопровідності в шарах типу PbS, яка була однією з найбільш активно обговорюваних питань в цій галузі в останнє десятиліття. Нарешті, ми обговоримо кілька теоретичних точок зору на фотопровідність, які були отримані шляхом порівняння з відповідною областю люмінесценції.

Розділ 2. Аналіз моделей

2.1 Аналіз простої моделі

Опис фотопровідності на основі детального математичного аналізу простої моделі, ймовірно, яку ми підсумовуємо в цьому розділі. Схема енергетичного рівня для цієї моделі показана на мал.7; він складається з одного типу донора, одного типу центру недосконалості і одного типу акцептора. Для опису цієї моделі нам будуть потрібні наступні рівняння:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + g_{vt} - r_{tv} + f - \frac{\operatorname{div} J_p}{e} \quad (13)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + g_{tc} - r_{ct} + f - \frac{\operatorname{div} J_n}{e} \quad (14)$$

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = r_{ct} - g_{tc} + g_{vt} - r_{tv} \quad (15)$$

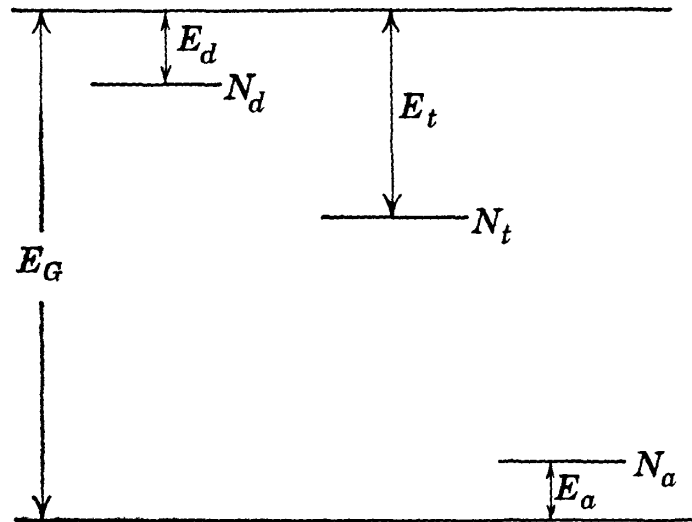
$$J_p = e\mu_p p E - eD_p \operatorname{grad} p \quad (16)$$

$$J_n = e\mu_n n E + eD_n \operatorname{grad} n \quad (17)$$

$$J = J_n + J_p \quad (18)$$

$$\operatorname{div} E = \frac{4\pi q}{\epsilon} \quad (19)$$

У нас є чотири рівняння з чотирма невідомими: n, p, n_t та q . Рівняння (13) та (14) є рівняннями нерозривності для вільних дірок і електронів відповідно.



Мал. 7. Проста діаграма рівня енергії для опису фотопровідності.

Перший член праворуч від кожного з цих рівнянь являє собою зникнення вільних носіїв шляхом рекомбінації. Другий член являє собою порушення захоплених носіїв:

$$g_{vt} = (N_t - n_t)N_v v S_p \exp\left(-\frac{E_G - E_t}{kT}\right) \quad (20)$$

$$g_{tc} = n_t N_c v S_n \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) \quad (21)$$

де N_t - щільність центрів недосконалості, n_t з яких зайняті електронами, з перетином захоплення S_p для вільної дірки, коли він зайнятий електроном, і з перетином захоплення S_n для вільного електрона, коли він не зайнятий, а N_c і N_v ефективні щільності станів в зоні провідності і валентній зоні відповідно. Третій член являє собою захоплення вільних перевізників, з

$$r_{tv} = p n_t v S_p \quad (22)$$

$$r_{ct} = n(N_t - n_t) v S_n \quad (23)$$

Четвертий член представляє щільність носіїв, що генеруються в одиницю часу при порушенні. Рівняння (15) є рівнянням нерозривності для електронів в центрах недосконалості; збудження від або в ці центри світлом знехтували. Рівняння (16), (17) і (18) дають визначення для щільності струму дірок, щільності струму електронів і загальної щільності струму. Щільності струму складаються з двох складових: першого доданка провідності і другого доданка дифузії з співвідношеннями Ейнштейна:

$$D_p = \frac{kT}{e} \mu_p \quad (24)$$

$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n \quad (25)$$

Нарешті, рівняння (19) - рівняння Пуассона, де q представляє щільність просторового заряду.

Щоб отримати рішення для цих рівнянь, необхідно зробити певні припущення, щоб зменшити їх математичну складність. Одним з найпростіших наборів таких припущень є те, що (1) ефектами просторового заряду можна знехтувати, тобто $q = 0$, $\Delta n + \Delta n_t = \Delta p$; і (2) часи життя електронів і дірок рівні, тобто $\tau_n = \tau_v = \tau$. Поєднання формул. (13) через (17) можна зробити на основі цих припущень, щоб отримати наступне рівняння,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = & -\frac{\Delta p}{\tau} + \frac{\gamma \Delta n_t}{\tau} + g_{vt} - r_{tv} + f + D \operatorname{div} \operatorname{grad} \Delta p \\ & - \gamma D_n \operatorname{div} \operatorname{grad} \Delta n_t + \mu^* \mathbf{E} \cdot \operatorname{grad} \Delta p - \gamma \mu_n \mathbf{E} \cdot \operatorname{grad} \Delta n_t \end{aligned} \quad (26)$$

де величини γ , D та μ^* мають наступні визначення:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \mu_n n / \mu_p p} \quad (26a)$$

$$D = \frac{n + p}{n/D_p + p/D_n} \quad (26б)$$

$$\mu^* = \frac{p - n}{n/\mu_p + p/\mu_n} \quad (26в)$$

Наразі у нас є три невідомих: Δn , Δp і Δn_i ; У нас також є три рівняння для вирішення цих невідомих: рівняння (26) і (15), а також рівняння, що зв'язує три невідомих в термінах припущення про незначні ефекти просторового заряду. Однак рішення цих рівнянь для задоволення конкретних граничних умов все ще є занадто складним, і ми повинні накласти інші обмеження, щоб забезпечити рішення, корисні в обмежених діапазонах.

Якщо ефектом захоплення нехтують, то рівняння (26) зводиться до

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau} + f + D \operatorname{div} \operatorname{grad} \Delta p + \mu^* \mathbf{E} \cdot \operatorname{grad} \Delta p \quad (27)$$

Навіть це рівняння все ще нелінійно, так як τ , D та μ^* залежать від n та p , і бажано розглянути окремі випадки більшої простоти:

Пропускати дифузійні ефекти, тобто нехтувати кінцевими ефектами в однорідно збудженому однорідному фотопровідника, так що $\operatorname{grad} \Delta p = 0$:

$$\frac{d\Delta p}{dt} = -\frac{\Delta p}{\tau} + f \quad (28)$$

Це призводить в стаціонарному стані до наших основних рівнянь.

У власному напівпровіднику $\mu^* = 0$ і D стає постійною, $D_i = 2D_n D_p / (D_n + D_p)$.

Крім залежності τ від A_p , рівняння, таким чином, стає лінійним:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau} + f + D_i \operatorname{div} \operatorname{grad} \Delta p \quad (29)$$

Для досить слабких інтенсивностей світла, коли A_p мало в порівнянні з концентрацією основних носіїв, ми знову маємо лінійне рівняння,

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_0} + f + D_0 \operatorname{div} \operatorname{grad} \Delta p + \mu^*_0 E \cdot \operatorname{grad} \Delta p \quad (30)$$

де τ_0 - час життя для інтенсивностей з низьким порушенням, а D_0 та μ^*_0 розраховуються в термінах щільності теплового рівноваги, n_0 і p_0 . Для матеріалу сильно n-типу D_0 наближається до D_p , та μ^*_0 наближається - Δp ; для матеріалу сильно p-типу $Z) 0$ та μ^*_0 підходять відповідно D_n і μ_n .

(4) Якщо ефекти захоплення включені в формулу. (26), але якщо дифузійними ефектами знехтувати і якщо передбачається, що $n \approx p$, так що у наближається до нуля, то це рівняння має простий вигляд

$$\frac{d\Delta p}{dt} = -\frac{\Delta p}{\tau} + g_{vt} - r_{tv} + f \quad (31)$$

Давайте тепер розглянемо застосування рівняння. (28), яка описує фотопровідність для моделі, за відсутності захоплення і кінцевих ефектів. Час життя τ можна вважати або

$$\tau = \frac{1}{C(n_0 + p_0 + \Delta p)} \quad (32)$$

якщо пряма рекомбінація носіїв визначає час життя, де C - ймовірність рекомбінації для прямої рекомбінації, або за формулою.

$$\tau = \tau_0 \frac{1 + a \Delta p}{1 + c \Delta p} \quad (33)$$

якщо рекомбінація через недосконалість визначає час життя, де τ_0 - час життя для дуже малого Δp , а a і c визначаються рівняннями. Якщо ми вирішимо

рівняння (28) явно для Δp отримуємо в стаціонарному стані і для випадку прямої рекомбінації

$$\Delta p = -\frac{n_0 + p_0}{2} + \left[\frac{(n_0 + p_0)^2}{4} + \frac{f}{C} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (34)$$

і для випадку рекомбінації через недосконалість

$$\Delta p = -\frac{1 - f\tau_0 a}{2c} + \left[\frac{(1 - f\tau_0 a)^2}{4c^2} + \frac{f\tau_0}{c} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (35)$$

Рівняння (34) показує, що для рекомбінації в напрямку відносно збільшення щільності носіїв $\Delta p / (n_0 + p_0)$ пропорційно f при малих значеннях f то змінюється як $f^{\frac{1}{2}}$ для великих значень f . Рівняння (35) показує три можливих варіанти Δp разом з f , в залежності від відносного значення a і c : якщо $a = c$, то Δp змінюється лінійно з f ; якщо $a > c$, Δp змінюється як ступінь більше одиниці; якщо $a < c$, Δp змінюється як ступінь менше одиниці. Розгляд фактичних значень a і c показує, що

$$\frac{S_n}{S_p} \geq \frac{p' - n_0}{p_0 - n'} \quad (36)$$

Це всього лише кілька прикладів різних особливих випадків, які можна описати за допомогою відповідних спрощень та припущень.

Аналіз діапазону занепаду

В якості другої ілюстрації докладного математичного розрахунку, заснованого на простій моделі, ми розглянемо аналіз характеристик фотопровідності матеріалів в термінах «діапазонів розпаду» надлишкових

носіїв. У ранніх аспектах фотопровідності була введена величина w , звана «шубвег», яка представляє собою відстань, на яке фотозбуджений носій переміщається під дією прикладеного поля, перш ніж він буде вилучений із зони провідності шляхом рекомбінації або захоплення:

$$w = \mu \tau E \quad (37)$$

Обчислення, яке слід тут, є спробою описати відмінності в поведінці фотопровідності між різними матеріалами виключно на основі електричних властивостей матеріалів. Цей розрахунок виконується для отримання виразів для певних «діапазонів загасання», які аналогічні історичним «шубвегам», коли вони інтерпретуються як діапазони загасання для концентрації надлишкових носіїв, а не як фактичні відстані, на яких носії проходять.

Відправною точкою для розрахунку є чотири основних рівняння для електропровідності в твердих тілах: закон Ома, що включає дифузійні струми, рівняння нерозривності для дірок і електронів і рівняння просторового заряду Пуассона. Ці рівняння по суті такі ж, як рівняння (13) - (19). Рішення цих рівнянь в одновимірному наближенні робиться для наступних припущень: (1) застосовується до однорідного провідника в стаціонарному стані, (2) не враховуються ефекти захоплення, (3) вирішується тільки при невеликих відхиленнях від концентрацій теплової рівноваги - тобто $\Delta p = p - p_0 \ll p_0 + n_0$ і $\Delta n = n - n_0 \ll p_0 + n_0$ (4) постійна збудження по всьому кристалу. Після розгляду відхилень відзначень рівноваги величин, що беруть участь в чотирьох основних рівняннях, можна виключити Δn і ΔE з двох рівнянь нерозривності і рівняння Пуассона, отримавши одне рівняння в Δp ,

$$L_1^4 \frac{\partial^4 \Delta p}{\partial x^4} - L_2^2 \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} + L_3 \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + \Delta p = F \quad (38)$$

де F – швидкість оптичного збудження, а коефіцієнти–

$$L_1^4 = D_p D_n \tau \tau_r \quad (38a)$$

$$L_2^2 = D^* \tau + \bar{D} \tau_r + \mu_p \mu_n \tau \tau_r E_0^2 \quad (38b)$$

$$L_3 = (\mu^* \tau + \bar{\mu} \tau_r) E_0 \quad (38c)$$

У цих рівняннях τ - час життя надлишкових носіїв, τ_r - час діелектричної релаксації, $\tau_r = \epsilon/\sigma_0$. Величини D^* , \bar{D} , μ^* і $\bar{\mu}$ мають наступні визначення:

$$D^* = D_p \frac{n_0 \mu_n}{p_0 \mu_p + n_0 \mu_n} + D_n \frac{p_0 \mu_p}{p_0 \mu_p + n_0 \mu_n} \quad (38d)$$

$$\bar{D} = D_p \frac{p_0}{p_0 + n_0} + D_n \frac{n_0}{p_0 + n_0} \quad (38e)$$

$$\mu^* = \mu_p \frac{n_0 \mu_n}{p_0 \mu_p + n_0 \mu_n} - \mu_n \frac{p_0 \mu_p}{p_0 \mu_p + n_0 \mu_n} \quad (38f)$$

$$\bar{\mu} = \mu_p \frac{p_0}{p_0 + n_0} - \mu_n \frac{n_0}{p_0 + n_0} \quad (38g)$$

D^* , \bar{D} , μ^* і $\bar{\mu}$ мають середні значення D та μ . D^* та \bar{D} завжди позитивні і того ж порядку, що D_p та D_n . З іншого боку, μ^* і $\bar{\mu}$ зазвичай мають різні знаки і стають малими для власного матеріалу, μ^* - це таж середня рухливість, з якою ми зіткнулися раніше в рівняннях. (26в). Поява τ_r в рівняннях є першою ознакою того, що ставлення τ/τ_r має бути важливим параметром. Як би замість виключення Δn і ΔE з рівнянь, щоб отримати вираз для Δp , ми замість того виключили б Δp і ΔE , щоб отримати вираз для Δn , ми виявили б, що воно має точно таку ж форму, як рівняння. (38) з однаковими коефіцієнтами.

Вирішення рівняння. (38) можна записати в такий спосіб:

$$\Delta p = F\tau \left[1 + A_1 \exp\left(\frac{x}{w_1}\right) + A_2 \exp\left(\frac{x}{w_2}\right) + A_3 \exp\left(\frac{x}{w_3}\right) + A_4 \exp\left(\frac{x}{w_4}\right) \right] \quad (39a)$$

$$\Delta n = F\tau \left[1 + B_1 \exp\left(\frac{x}{w_1}\right) + B_2 \exp\left(\frac{x}{w_2}\right) + B_3 \exp\left(\frac{x}{w_3}\right) + B_4 \exp\left(\frac{x}{w_4}\right) \right] \quad (39b)$$

де діапазони розпаду від ω_1 до ω_4 є корінням рівняння

$$L_1^4 - L_2^2 w^2 + L_3 w^3 + w^4 = 0 \quad (40)$$

Коефіцієнти A_1 - A_4 та B_1 - B_4 повинні визначатися конкретними граничними умовами. Коріння рівняння. (40), для високих значень E_0 напруженості поля

$$L_3 \gg L_2: \quad w_1 = -L_3 = -(\mu^* \tau + \bar{\mu} \tau_r) E_0 \quad (41a)$$

$$w_2 = \frac{L_2^2}{L_3} = \frac{\mu_p \mu_n \tau \tau_r}{\mu^* \tau + \bar{\mu} \tau_r} E_0 \quad (41b)$$

$$L_3 \ll L_2: \quad w_1 = -w_2 = -(\mu_p \mu_n \tau \tau_r)^{1/2} E_0 \quad (41c)$$

$$-w_3 = w_4 = \frac{kT}{eE_0} \quad (41d)$$

Корні ω_3 і ω_4 невеликі і надають помітного впливу на провідність кристала, крім як поблизу електродів. Градієнти концентрації надлишкових носіїв в значній мірі визначаються ω_1 , який може мати такі три граничних значення:

$$(1) \quad w_1 = -\mu^* \tau E_0 \quad (42a)$$

$$(2) \quad w_1 = -\bar{\mu} \tau_r E_0 \quad (42b)$$

$$(3) \quad w_1 = -(\mu_p \mu_n \tau \tau_r)^{1/2} E_0 \quad (42c)$$

Повні рішення формул (39) отримані шляхом застосування відповідних граничних умов. У своїй роботі Стокманн передбачає нейтральні контакти з матеріалом, тобто рівноважні концентрації на електродах такі ж, як концентрації в середині кристалу; з цією умовою, що $\Delta p = \Delta n = 0$ на електродах, можна показати, що A_3 і B_4 наближаються до нуля при високій напруженості поля.

Перш ніж обговорювати різні типи ефектів, що виникають у зв'язку з конкретною формою ω_1 в різних матеріалах, спочатку отримаємо вираз для самого фотоструму:

$$\begin{aligned}\Delta i &= \Delta i_p + \Delta i_n \\ &= \mu_p e E_0 \int_0^d \Delta p \frac{dx}{d} + \mu_n e E_0 \int_0^d \Delta n \frac{dx}{d}\end{aligned}\quad (43)$$

де d - відстань між електродами. Якщо розподіл кожного типу носіїв істотно залежить тільки від одного процесу розпаду, і якщо діапазон розпаду ω_p для дірок, то ми можемо наблизити Δp до

$$\Delta p = F\tau \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{w_p}\right) \right] \quad (44)$$

Таким чином

$$\Delta i_p = F\tau\mu_p e E_0 \left\{ 1 - \frac{w_p}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{w_p}\right) \right] \right\} \quad (45)$$

У межі $w_p \gg d$ струм насичення виходить:

$$\Delta i_{ps} = F \tau \mu_p e E_0 \frac{d}{2w_p} = \frac{F e d}{2} \frac{\mu_p \tau E_0}{w_p} \quad (46)$$

Оскільки $F_{ed} / 2$ є значенням насиченого первинного струму в кристалі з рівномірним підсвічуванням, термін, помножуючий $F_{ed} / 2$ у формулі. (46) був названий коефіцієнтом посилення A . Коли додані члени для дірок і електронів,

$$A = \frac{\mu_p \tau E_0}{w_p} + \frac{\mu_n \tau E_0}{w_n} \quad (47)$$

Розглянемо тепер різні значення, які можуть мати в граничних випадках, як зазначено в рівняннях. (42).

$$(1) \quad w_1 = -\mu^* \tau E_0$$

Найбільший діапазон загасання буде $\mu^* \tau E_0$, коли час життя задовольняє двом умовам:

$$\frac{\tau}{\tau_r} \gg \frac{\bar{\mu}^2}{\mu_p \mu_n} \quad \text{and} \quad \frac{\tau}{\tau_r} \gg \frac{\mu_p \mu_n}{\mu^{*2}} \quad (48)$$

Обидві умови виконуються $\tau \gg \tau_r$, якщо μ^* тогож порядку, що і μ . Такі умови виконуються в домішковому напіпровіднику для переходів з валентної зони в зону провідності, наприклад, в зовнішньому Ge. Оскільки ω_1 негативний для $\mu^* > 0$, наприклад у матеріалі n-типу, і позитивний для $\mu^* < 0$, матеріалі p-типу, спад концентрації електронів і дірок завжди відбувається в напрямку руху меншості.

$$(2) \quad w_1 = -\bar{\mu}\tau_r E_0$$

Оскільки взагалі μ і μ^* мають різні знаки, в цьому випадку концентрація розпаду електронів і дірок знаходиться в тому напрямку, в якому рухаються більшість носіїв. Для того, щоб $\mu\tau_r E_0$ був найбільшим діапазоном розпаду, необхідно, щоб

$$\frac{\tau}{\tau_r} \ll \frac{\bar{\mu}^2}{\mu_p \mu_n} \quad \text{and} \quad \frac{\tau}{\tau_r} \ll \frac{\mu_p \mu_n}{\mu^{*2}} \quad (49)$$

Ці умови можуть бути виконані двома способами: (а) $\tau \ll \tau_r$ або (б) $\tau \gg \tau_r$, якщо одна з рухливостей μ_n або μ_p дуже мала в порівнянні з іншого. Ми розглянемо ці два випадки окремо, оскільки вони відповідають двом різним типам матеріалу.

$$(a) \quad \tau \ll \tau_r$$

τ_r великий в матеріалах з низькою провідністю, тобто в ізоляторах. При $\mu\tau_r E_0 \gg d$ надлишкові основні носії витягуються з кристала, і їх внесок в фотострум насичується при високій напрузі з коефіцієнтом посилення:

$$A_{maj} = \frac{\mu_{maj}}{\bar{\mu}} \frac{\tau}{\tau_r} \quad (50)$$

Оскільки $\tau/\tau_r \ll 1$, целише невелика частина загального фотоструму.

Надлишкові неосновні носії залишаються в кристалі, і тільки якщо їх діапазон розпаду $\omega_2 = (\mu_n \mu_p / \mu) \tau_r E_0 \gg d$ вносить свій внесок у насичення фотоструму з коефіцієнтом посилення $A_{min} = 1$ як в n-, так d-типі матеріали. Оскільки $\mu_{maj} \approx \mu$, коефіцієнт посилення для більшості носіїв по суті дорівнює τ/τ_r .

$$(b) \quad \tau \gg \tau_r \quad \text{and} \quad \mu_p \ll \mu_n \quad \text{or} \quad \mu_n \ll \mu_p$$

Ці умови виконуються, якщо одна з рухливостей фактично дорівнює нулю, тобто, якщо світло збуджує носії в безпосередньо з центрів недосконалості, залишаючи позаду пов'язану дірку або електрон. Основні носії витягуються при $\mu\tau E_0 \gg d$, а їх вклад в фотострум насичується коефіцієнтом посилення

$$A_{maj} = \frac{\tau}{\tau_r} \quad (51)$$

і для $n \gg p$ та $p \gg n$. Це те ж саме співвідношення розраховане тут для відсутності захоплення. Оскільки в цьому випадку $\tau/\tau_r \gg 1$, коефіцієнт посилення, пов'язаний з основними несучими, може бути дуже великим, на відміну від (а), де він був дуже малий.

$$(3) \quad w_1 = (\mu_p \mu_n \tau \tau_r)^{1/2} E_0$$

Необхідною умовою, щоб цей діапазон розпаду був найбільшим, є таке

$$\frac{\mu_p \mu_n}{\mu^{*2}} \gg \frac{\tau}{\tau_r} \gg \frac{\bar{\mu}}{\mu_p \mu_n} \quad (52)$$

Це вимагає малого μ^* , тобто власного матеріалу з $p_0 \sim n_0$. Для $\omega_1 \gg d$ фотострум як дірок, так і електронів насичується з коефіцієнтом посилення

$$A = \frac{\mu_p + \mu_n}{(\mu_p \mu_n)^{1/2}} \left(\frac{\tau}{\tau_r} \right)^{1/2} \quad (53)$$

Фотопровідник, для якого фотострум фотозбуджених носіїв, як електрони, так і дірки, значно перевищують щільності теплової рівноваги, також може бути вбудований в цей клас, хоча він спеціально не охоплюється лінійною

апроксимацією аналізу, наприклад, високочутливим ізолятором, таким як CdS.

Розділ 3. Вплив НВЧ на фотопровідність

3.1 НВЧ фотопровідність та фотодіелектричний ефект в тонких плівках PbS.

Сульфід свинцю є світлочутливим матеріалом з малою шириною забороненої зони ($E_g = 0.41$ eV), великим значенням статичної діелектричної проникності і високою рухливістю електронів і дірок. Його широко використовують в фоторезисторах, датчиках інфрачервоного випромінювання. На основі PbS розроблені унікальні багатоканальні фотоприймальні пристрої для систем космічного спостереження. Більшість нових фотоприймачів виготовляються з полікристалічних шарів і гетероструктур, тому великий інтерес представляє дослідження електрон-іонних процесів, що протікають в тонких плівках. Широке застосування полікристалічних напівпровідників в мікроелектроніці протягом довгого часу було сильно обмежена існуванням в них безлічі дефектів, головним чином кордонів зерен і дислокацій. Дефекти такого типу значно зменшують рухливість основних і час життя неосновних носіїв заряду. Шляхом зміни розмірів зерен, їх орієнтації і контрольованим легуванням можна домогтися істотної зміни властивостей цих матеріалів. Однак без розуміння того, які елементарні процеси з участю електронів, іонів, дірок і на яких центрах протікають, важко сподіватися на отримання матеріалів з заданими властивостями. У даній роботі для досліджень тонких плівок PbS застосований безконтактний метод НВЧ фотопровідності. Зародився як стаціонарний метод, в даний час розвинений до двухімпульсного, він займає особливе місце серед методів, що дозволяють досліджувати елементарні реакції за участю заряджених частинок в полікристалічних або мікродисперсних системах. Його перевага обумовлена невеликою дрейфовим зміщенням зарядів в застосовуваних НВЧ полях, що дозволяє істотно знизити вплив міжкристалічних бар'єрів і контактних явищ на результати дослідження.

Методика НВЧ фотопровідності

Методика заснована на реєстрації зміни потужності відбитої електромагнітної хвилі (3-сантиметровий діапазон) від резонатора з зразком, що викликається впливом на зразок імпульсу світла. Використовувався прямокутний відображальний резонатор типу TE_{101} (обсяг $V \approx 5.1 \text{ см}^3$). Добротність навантаженого резонатора $QL \approx 103$. Зразок в кварцовою ампулі містився в пучність електричного поля. Для освітлення використовували лазер ЛГМ-505 (довжина хвилі $\lambda = 337 \text{ нм}$, тривалість імпульсу 8-10 нс). Площа зразка, яка зазнала лазерному опроміненню, становила $\sim 0.06 \text{ см}^2$. Временное' дозвіл установки - 50 нс. Якщо зміни Q_L за рахунок фотопровідності ($Q\sigma$) відносно невеликі і резонансна частота f_0 не змінюється, то відносна зміна відбитої потужності, обумовлене дією світла, є

$$\frac{\Delta P_Q}{P_0} \approx R \frac{1}{Q_\sigma}, \quad (54)$$

де P_0 - падаюча потужність, R - коефіцієнт пропорційності (для зразків малого обсягу щодо V визначається лише властивостями резонатора), і

$$Q_\sigma^{-1} \propto \sigma = en\mu_d \quad (55)$$

(e - заряд електрона, n і μ_d - концентрація і дрейфова рухливість генеруються носіїв струму). Однак в загальному випадку через зміни комплексної діелектричної проникності зразка під дією світла фотоотклік може складатися з двох складових, $\Delta P = \Delta P_f + \Delta P_Q$, обумовлених зміною добротності резонатора (ΔP_Q) і зміною резонансної частоти (ΔP_f). Величина ΔP_Q визначається в основному зміною уявної частини діелектричної проникності $\Delta \epsilon''$, в зрушення резонансної частоти Δf_0 вклад можуть давати обидві компоненти, ϵ' і ϵ'' :

$$-\frac{\Delta f_0}{f_0} \propto \Delta \varepsilon' + \frac{(\Delta \varepsilon'')^2}{\varepsilon' + 2}. \quad (56)$$

В даний час методами молекулярно-пучкової епітаксії виготовляються гетероструктури високого якості з квантовими ямами HgTe різної товщини, що володіють цікавими фізичними властивостями. Зокрема, було показано, що в разі достатньо широких ям (20-30 нм) шар HgTe є полуметалевий, тобто є перекриття зони провідності і валентної зони. Такі структури досліджувалися магнітотранспортними методами і методами циклотронного резонансу в мікрохвильовій області спектра. Є також повідомлення про спостереження фотопровідності в подібних структурах. Були запропоновані два різних механізми, що пояснюють виникнення сигналу фотопровідності, а саме циклотронно-резонансний. Для визначення ефективної маси носіїв з спектрів фотопровідності.

Розділ 4. Практична частина

Вхідні дання для побудови моделей фотопровідності

1) Дрейфова провідність

$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$ закон Ома для дрейфової провідності

σ - провідність

q - заряд електрону ($-e = -1,6021892(46) \times 10^{-19}$ Кл)

n - концентрація носіїв (електронів)

p - концентрація носіїв (дірок)

μ_n, μ_p -- рухливість електронів (дірок)

$n = f(\Phi), p = f_1(\Phi); \quad \Phi$ – світловий потік

2) Побудувати модель провідності для

Si

Ge

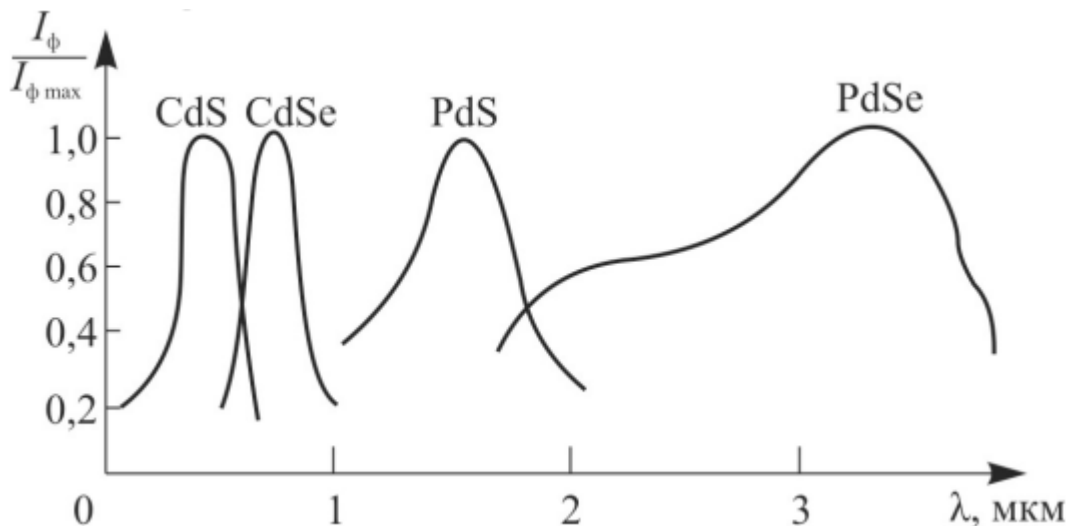
AsGa

Розрахунки

Верхні граничні значення довжини хвилі дії фотоефекту для напівпровідникових матеріалів, таб. 1 є такими:

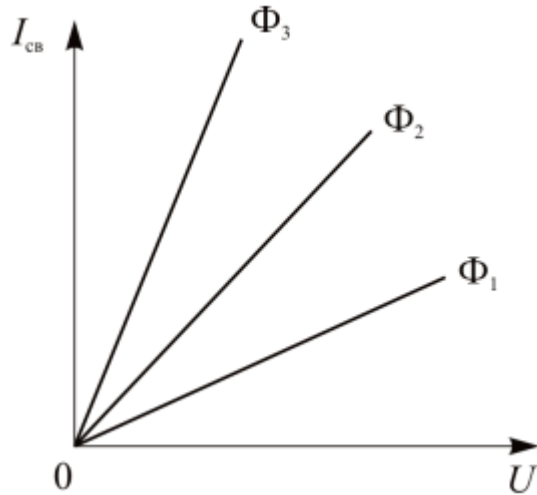
Матеріали	PbSe	PbS	Ge	Si	GaAs	GdSe	CdS
$\lambda_{гр}, \text{мкм}$	4,5	3,09	1,7	1,1	0,85	0,67	0,5

Таб 1. $\lambda_{гр}$ для різних матеріалів



Спектральні характеристики напівпровідникових матеріалів , мал.6

Гіпотеза: Для спрощення моделі вважається, що максимальне значення фотопроводності досягається біля довжини хвилі $\lambda_{\text{гр}}$.



Мал. 7, вольт-амперні характеристики напівпровідникових матеріалів за різних світлових потоків є лінійними функціями, зокрема для $\Phi_1 < \Phi_2 < \Phi_3$

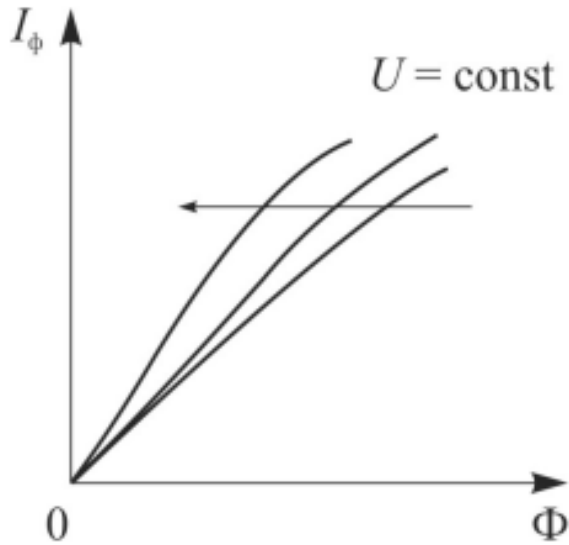
Розглянемо фотострум як різницю між світловим і темновим струмами:

$$I_{\Phi} = I_{\text{св}} - I_{\text{т}} \quad (56)$$

Тоді світлова характеристика напівпровідника, як залежність фотоструму від світлового потоку за постійної напруги на ньому

$$I_{\Phi} = f(\Phi)|_{U=\text{const}} \quad (57)$$

за різних напруг має вигляд ,Мал. 8:

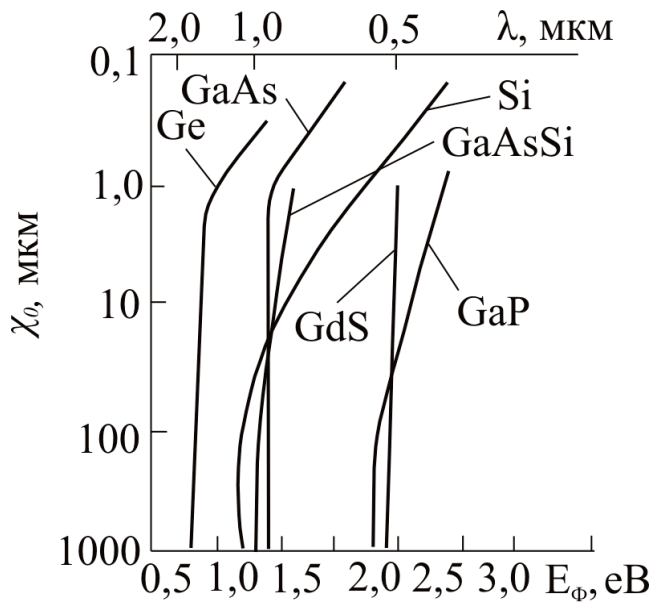


Тобто має місце потенціальна залежність

$$I_\phi = a\Phi^b - I_T, \quad (58)$$

де параметри a, b залежать від матеріалу.

Відомо, що поглинання світлового потоку визначається спектром поглинання і має такий уточнюючий вигляд



Ефективність генерації пар носіїв заряду під дією оптичного випромінювання характеризується внутрішнім квантовим виходом η_ϕ , який дорівнює відношенню кількості пар електрон–дірка до кількості фотонів, які поглинулися.

Коефіцієнт поглинання α (див. формулу фотоструму вище), можна визначити як величину, обернену товщині шару напівпровідника, в якому потік випромінювання зменшується в $e = 2,7$ разів.

У робочому спектральному діапазоні коефіцієнт $\eta_f = 1$, тобто поглинанню кожного фотона випромінювання відповідає генерація пари фотоносіїв.

Виходячи з закону Ома для дрейфової провідності в неосвітленому стані

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p), \quad (59)$$

враховуючи основне припущення про симетричність процесу утворення/рекомбінації носіїв заряду, тобто їх рівночислену присутність в часі, маємо

$$np = n_j^2, \quad n = p = n_j. \quad (60)$$

Тобто можна розглянути спрощену гіпотезу в разі оптимального освітлення напівпровідникового матеріалу

$$\sigma = q(e - 1)n_j[\mu_n + \mu_p] \quad (61)$$

Відомо, що мають місце наступні значення параметрів

Параметр	<i>Ge</i>	<i>Si</i>	<i>GaAs</i>
Відносна діелектрична проникність	16	12	13
Концентрація n_i , см^{-3} при $T = 300\text{K}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^6$
Рухливість електронів μ_n , $\text{см} \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при $T = 300\text{K}$	3800	1300	8500
Рухливість дірок μ_p , $\text{см} \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при $T = 300\text{K}$	1800	500	450

Це означає, що в режимі оптимального поглинання світлового потоку біля червоної границі довжини хвилі $\lambda_{\text{гр}}$ дрейфова фотопровідність, згідно з формулою (61), така:

Матеріал	<i>Ge</i>	<i>Si</i>	<i>GaAs</i>
Параметр σ	0,038542176	7,43313E-06	4,92789E-09

Для того ж матеріала, темнова дрейфова фотопровідність, згідно з формулою (59), така:

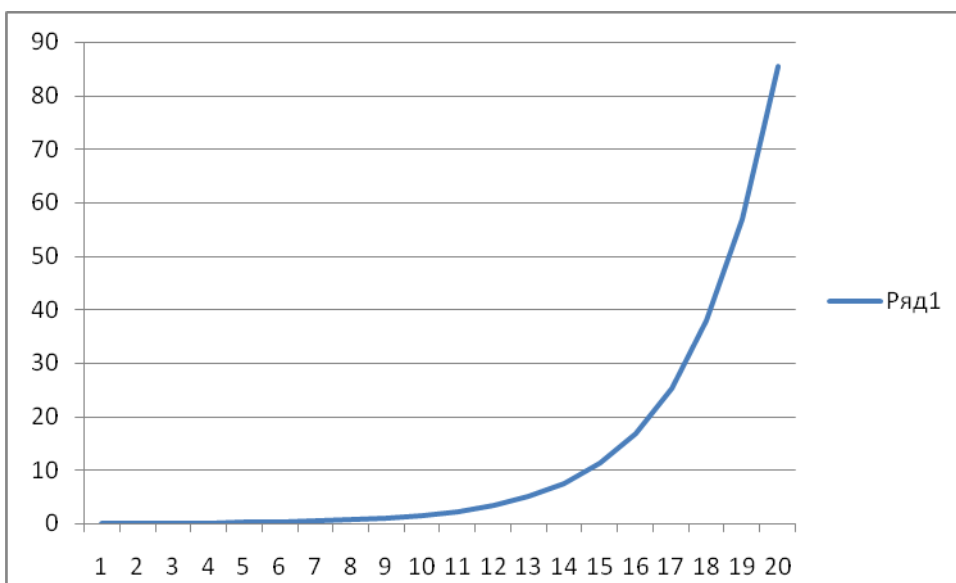
Матеріал	<i>Ge</i>	<i>Si</i>	<i>GaAs</i>
Параметр σ	0,022431	4,32591E-06	2,86792E-09

У домішкових напівпровідниках спостерігається істотна відмінність концентрації носіїв заряду

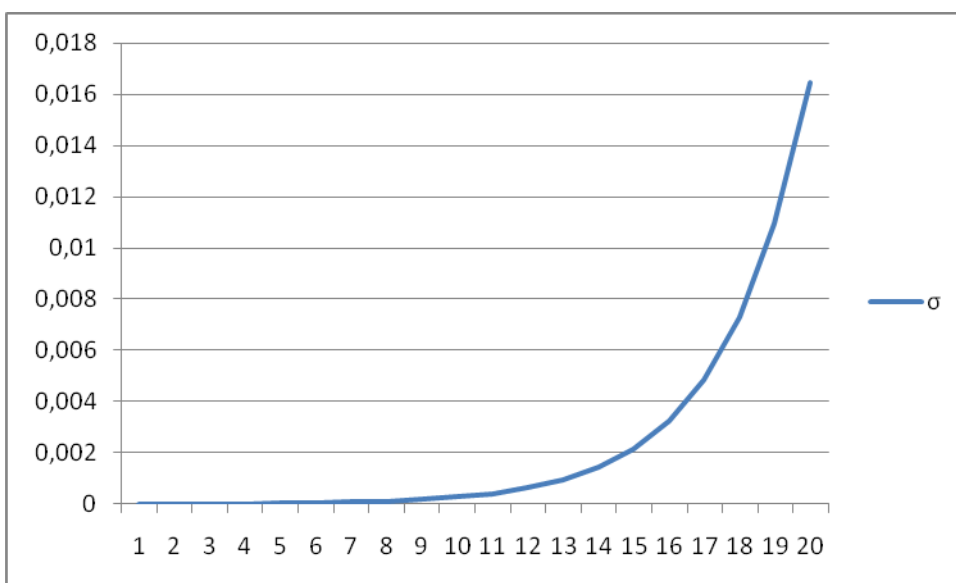
Матеріал	<i>Ge</i>	<i>Si</i>	<i>GaAs</i>
Концентрація n_i , см^{-3} при $T = 300\text{K}$	$5 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^9$

Залежність фотопроводності Ge, Si, AsGa від концентрації домішків

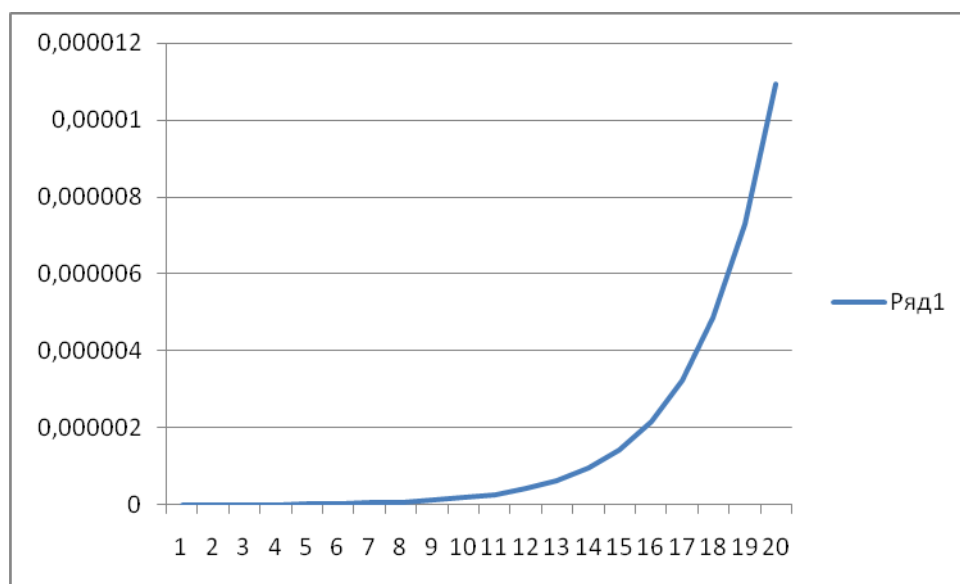
<i>Ge</i>		<i>Si</i>		<i>GaAs</i>	
n_i	σ	n_i	σ	n_i	σ
2,50E+13	0,038542176	1,50E+10	7,43313E-06	2,00E+06	4,92789E-09
3,75E+13	0,057813264	2,25E+10	1,11497E-05	3000000	7,39184E-09
5,63E+13	0,086719897	3,38E+10	1,67246E-05	4500000	1,10878E-08
8,44E+13	0,130079845	5,06E+10	2,50868E-05	6750000	1,66316E-08
1,27E+14	0,195119767	7,59E+10	3,76302E-05	10125000	2,49475E-08
1,90E+14	0,292679651	1,14E+11	5,64454E-05	15187500	3,74212E-08
2,85E+14	0,439019476	1,71E+11	8,4668E-05	22781250	5,61318E-08
4,27E+14	0,658529214	2,56E+11	0,000127002	34171875	8,41977E-08
6,41E+14	0,987793821	3,84E+11	0,000190503	51257812,5	1,26296E-07
9,61E+14	1,481690732	5,77E+11	0,000285755	76886718,75	1,89445E-07
1,44E+15	2,22536098	8,65E+11	0,000428632	115330078,1	2,84167E-07
2,16E+15	3,333804147	1,30E+12	0,000642948	172995117,2	4,26251E-07
3,24E+15	5,000706221	1,95E+12	0,000964422	259492675,8	6,39376E-07
4,87E+15	7,501059331	2,92E+12	0,001446633	389239013,7	9,59064E-07
7,30E+15	11,251589	4,38E+12	0,002169949	583858520,5	1,4386E-06
1,09E+16	16,87738349	6,57E+12	0,003254924	875787780,8	2,15789E-06
1,64E+16	25,31607524	9,85E+12	0,004882386	1313681671	3,23684E-06
2,46E+16	37,97411286	1,48E+13	0,007323579	1970522507	4,85526E-06
3,69E+16	56,96116929	2,22E+13	0,010985368	2955783760	7,28289E-06
5,54E+16	85,44175394	3,33E+13	0,016478053	4433675640	1,09243E-05



Фіг. 1 Залежність фотопроводності Ge від концентрації домішків



Фіг. 2 Залежність фотопроводності Si від концентрації домішків



Фіг. 3 Залежність фотопроводності AsGa від концентрації домішків

Висновки

- В роботі проаналізовані фундаментальні принципи фотопровідності напівпровідників, які можна застосувати для утворення вентильної провідності деяких матеріалів для НДЧ.
- Аналіз моделей фотопровідності дозволив висунути спрощуючі гіпотези, які покладені в основу моделювання дрейфового струму як у темряві, так і під дією освітлення.
- Вплив НВЧ на фотопровідність був також проаналізований для урахування специфічних ефектів дії НВЧ.
- Власне моделювання показало, що в разі високого ступеня допущення матеріалів, фотопровідність зростає на 5 порядків, що дає можливість розглянути задачу створення світлових вентелів для сигналів НВЧ.
- Отримана нова формула розрахунку фотопровідності, на основі спрощуючих гіпотез.

Список використаної літератури

1. Richard H. Bube - Photoconductivity of Solids (1960, John Wiley & Sons)
2. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника
3. Fujiwara A. - Photoconductivity of Carbon Nanotubes (2004)
4. <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/5500>
5. Физика и техника полупроводников, 2004, том 38, вып. 4
6. Martienssen W., Warlimont H. (eds.) Springer Handbook of Condensed Matter and Materials Data (Springer, 2005)
7. Мосс, Баррел, Эллис. (Moss, Burrell, Ellis) - Полупроводниковая оптоэлектроника-Мир (1976)
8. [Cambridge Studies in Semiconductor Physics and Microelectronic Engineering] David Redfield, Richard H. Bube - Photo-induced Defects in Semiconductors (2006, Cambridge University Press)
9. Борисов О.В., Якименко Ю.І. Твердотільна електроніка. Київ НТУУ «КПІ» (2015).